

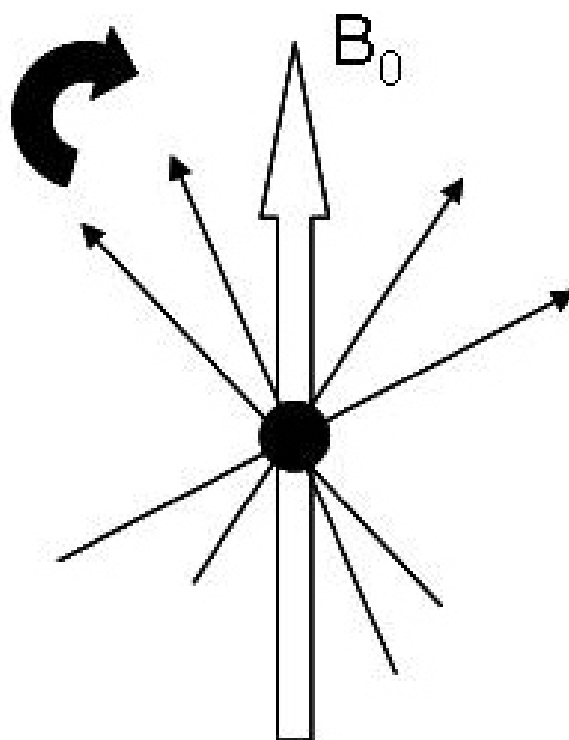
Documentos

ISSN 1518-7179

Setembro, 2009

42

Imagem por ressonância magnética



ISSN 1518-7179

Setembro, 2009

*Empresa Brasileira de Pesquisa Agropecuária
Embrapa Instrumentação Agropecuária
Ministério da Agricultura, Pecuária e Abastecimento*

***Documentos*42**

Imagem por ressonância magnética

Lucimara Aparecida Forato
Carlos Eduardo de Moraes Vieira
Luiz Alberto Colnago

Embrapa Instrumentação Agropecuária
São Carlos, SP
2009

Exemplares desta publicação podem ser adquiridos na:

Embrapa Instrumentação Agropecuária

Rua XV de Novembro, 1452
Caixa Postal 741
CEP 13560-970 - São Carlos-SP
Fone: (16) 2107 2800
Fax: (16) 2107 2902
www.cnpdia.embrapa.br
E-mail: sac@cnpdia.embrapa.br

Comitê de Publicações da Unidade

Presidente: Dr. Luiz Henrique Capparelli Mattoso
Membros: Dra. Débora Marcondes Bastos Pereira Milori,
Dr. João de Mendonça Naime,
Dr. Washington Luiz de Barros Melo
Valéria de Fátima Cardoso
Membro Suplente: Dr. Paulo Sérgio de Paula Herrmann Junior

Supervisor editorial: Dr. Victor Bertucci Neto
Normalização bibliográfica: Valéria de Fátima Cardoso
Tratamento de ilustrações: Valentim Monzane
Editoração eletrônica: Manoela Campos

1ª edição

1ª impressão (2009): tiragem 300

Todos os direitos reservados.

A reprodução não-autorizada desta publicação, no todo ou em parte,
constitui violação dos direitos autorais (Lei nº 9.610).

CIP-Brasil. Catalogação-na-publicação.
Embrapa Instrumentação Agropecuária

-
- F692i Forato, Lucimara Aparecida
Imagem por ressonância magnética. / Lucimara Aparecida Forato, Carlos
Eduardo de Moraes Vieira, Luiz Alberto Colnago. -- São Carlos: Embrapa
Instrumentação Agropecuária, 2009.
20 p. (Embrapa Instrumentação Agropecuária. Documentos,
ISSN1518-7179; 42).
1. Pós-Colheita. 2. Imagem de Ressonância Magnética. 3. IRM. I. Vieira,
Carlos Eduardo de Moraes. II. Colnago, Luiz Alberto. III. Título. IV. Série.

CDD 21 ED 616.07548
575.67

© Embrapa 2009

Autores

Lucimara Aparecida Forato

Química,

Dra.,

Pesquisadora, Embrapa Instrumentação Agropecuária,

C.P. 741, CEP 13560-970,

São Carlos (SP)

lucimara@cnpdia.embrapa.br

Carlos Eduardo de Moraes Vieira

Graduando em Química,

Instituto de Química de São Carlos,

Universidade de São Paulo,

Av. Trab. São-carlense, 400 CP 780

CEP 13560-970,

São Carlos (SP)

cmvieira@gmail.com

Luiz Alberto Colnago

Farmácia, Dr.,

Pesquisador, Embrapa Instrumentação Agropecuária

C.P. 741, CEP 13560-970,

São Carlos (SP)

colnago@cnpdia.embrapa.br

Apresentação

A Imagem por ressonância magnética (IRM) baseia-se nos princípios da ressonância magnética nuclear e tem sido uma técnica poderosa para diagnóstico de doenças em seres humanos.

Além da técnica de IRM ser não invasiva e não destrutiva, ela permite a utilização de vários mecanismos de contraste, permitindo diferenciar tecidos em diferentes condições fisiológicas, como saudáveis ou não.

Tais possibilidades estimularam o uso da técnica de IRM em outras áreas, diferentes da saúde. Assim ela vem sendo aplicada em pesquisas na agricultura para o estudo da distribuição da gordura em carnes de suínos e bovinos, bem como no estudo de maturação de frutos.

Este texto pretende trazer uma introdução teórica dos princípios da IRM, de forma acessível a pesquisadores e estudantes que pretendam fazer uso da técnica, mas ainda não possuem um conhecimento básico de seus fundamentos.

Álvaro Macedo da Silva
Chefe Geral

Sumário

Introdução.....	9
A RMN	9
O FID	14
A IRM (Imagem por Ressonância Magnética)	14
A imagem	15
Contraste em IRM	17
Referências	19

Imagem por ressonância magnética

Lucimara Aparecida Forato
Carlos Eduardo de Moraes Vieira
Luiz Alberto Colnago

Introdução

Uma das importantes aplicações da ressonância magnética nuclear (RMN) é a imagem por ressonância magnética (IRM). Esta técnica é a mais conhecida pelo público em geral devido às suas aplicações na área médica. Três pontos são cruciais para a sua utilização na medicina: 1: a técnica permite a obtenção de imagens não invasivas da anatomia interna de organismos vivos; 2: sensibilidade à estrutura molecular e dinâmica, as quais fornecem importantes informações fisiológicas e 3: a ausência de radiação ionizante (ultravioleta, raios-X e radiações eletromagnéticas de maior energia e partículas subatômicas) o que contribui para a segurança da técnica, quando usada em seres vivos. Além disso, o fato da IRM ser uma técnica não invasiva e não destrutiva também tem levado o seu uso na análise de frutos e vegetais.

A IRM vem sendo aplicada na agricultura como no estudo de distúrbios fisiológicos em frutos como o escurecimento de maçãs, caracterização de crescimento temporal de uvas para vinho entre outras (ANDAU et al., 2004). Biscegli et al. (2000) analisaram frutos intactos como manga e mamão. Com os espectros dos frutos intactos foi possível analisar o teor de açúcar nesses, sendo que a correlação obtida com o teor de Brix foi de 0,98 para o mamão e 0,94 para manga. Com as imagens obtidas pela tomografia foi possível observar a degeneração dos tecidos da manga em estágio avançado. Um estudo recente demonstrou que a IRM obteve sucesso na avaliação de laranjas cobertas com quitosana, para se aumentar seu tempo de prateleira (GALED et al., 2004).

A IRM se baseia no uso de gradientes de campo magnético que codificam o sinal de RMN com informação espacial. Na presença de um campo que varia espacialmente, a frequência do sinal de RMN depende da posição na amostra. Como a técnica de IRM se baseia nos princípios da RMN, será feita uma breve introdução sobre esta última antes de se abordar a IRM propriamente dita.

A RMN

Núcleos atômicos que possuem momento angular intrínseco (L) ou spin, e um momento magnético (μ) associado a este, são passíveis de análise por RMN. A origem do momento angular nuclear pode ser descrita como se certos núcleos possuíssem um movimento de rotação em torno de um de seus eixos: spin, sendo muitas vezes comparado a um pião. No entanto, o momento angular só pode assumir certos valores discretos, ou seja, é quantizado e, portanto deve ser expresso em termos de número quântico de momento angular de spin ou número de quântico de spin, representado pela letra I . Dada a quantização de L , o momento magnético μ também só poder ter certos valores discretos. A relação entre L e μ é dada na equação 1.

$$\mu = \gamma L \quad (1)$$

Onde γ é a razão magnetogírica e \hbar é a constante de Planck dividida por 2π . A constante magnetogírica é característica de cada núcleo (Tabela 1) podendo ser positiva ou negativa. A maior parte dos núcleos tem valor de γ positivo, e nestes casos o momento magnético é paralelo ao momento angular. Em alguns casos como, por exemplo, o ^{15}N e o ^{17}O , γ é negativo e o momento magnético tem direção oposta ao momento angular (LEVITT, 2008) (Fig. 1).

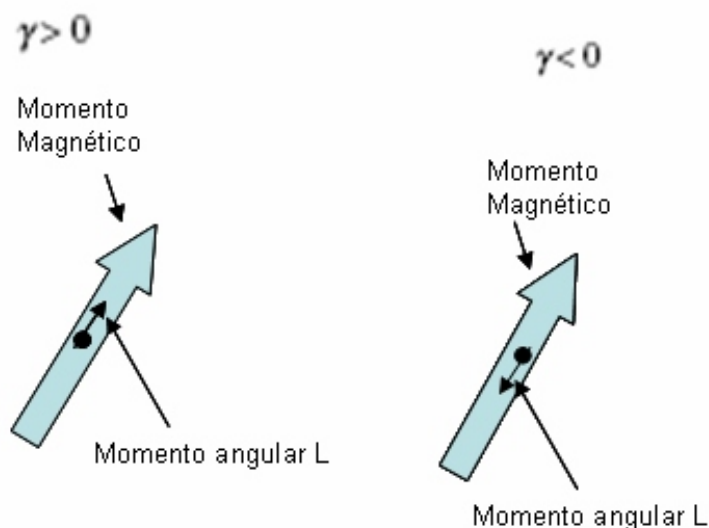


Fig. 1. Constante magnetogírica g (adaptado de Levitt (2008))

A direção do momento angular de spin será chamada aqui de eixo de polarização. Em geral as partículas com spin como, por exemplo, o núcleo de ^1H tem seus eixos de polarização distribuídos em todas as direções possíveis, randomicamente. O momento magnético, então como visto na figura 1, deve ter a mesma polarização do spin para núcleos com $\gamma > 0$ e direção oposta para aqueles com $\gamma < 0$. No entanto, quando tais núcleos são expostos a um campo magnético externo estático, B_0 , os momentos magnéticos tendem a descrever um movimento de precessão em torno deste campo. O momento magnético então se move como um cone, havendo um ângulo constante entre o momento magnético de spin e o campo B_0 . (Fig. 2).

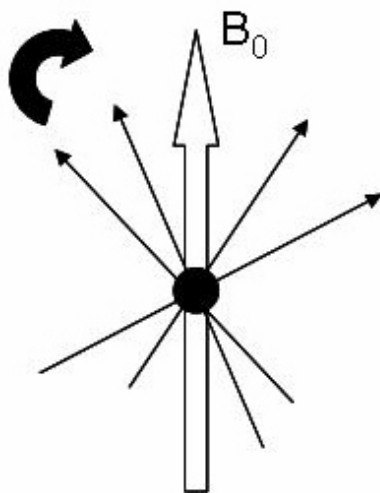


Fig. 2: Movimento de precessão do momento magnético em torno de uma campo magnético estático B_0 .

Os núcleos que tendem a exercer um movimento de precessão quando colocados num campo magnético estático, são aqueles com número quântico de spin diferente de zero. Estes possuem número de prótons (Z) ímpar e número de massa (A) par ($I = \text{inteiro}$), e aqueles com número de massa ímpar ($I = \text{semi-inteiro}$) (Tabela 1).

Assim, quando uma amostra contendo um núcleo com número quântico de spin I diferente de 0, é submetida a um campo magnético estático B_0 , existirá uma interação entre o momento magnético m do núcleo em questão e o campo B_0 . Tal interação é capaz de separar os níveis de energia de spin nuclear (efeito Zeeman), gerando $2I + 1$ níveis de energia (GIL e GERALES, 1987) (Fig. 3).

Tabela 1. Alguns isótopos e seus respectivos números quânticos de spin, I ; abundância natural e constante magnetogírica (LEVITT, 2008).

Isótopo	I	Abundância Natural (%)	(MHz/T)
^1H	$1/2$	99,99	42,58
^2H	1	0,001	6,54
^{10}B	3	19,90	4,58
^{13}C	$1/2$	1,10	10,71
^{14}N	1	99,6	3,08
^{15}N	$1/2$	0,37	-4,32
^{17}O	$5/2$	0,04	-5,78
^{19}F	$1/2$	100	40,1
^{31}P	$1/2$	100	17,3

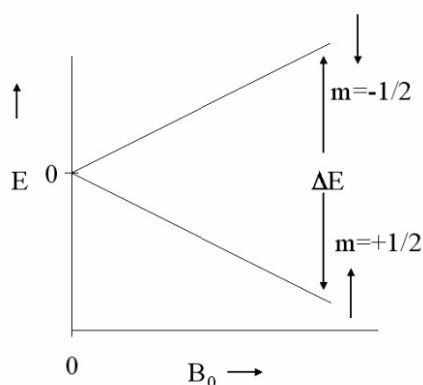


Fig. 3. Representação do efeito Zeeman para um núcleo com $I = 1/2$. O núcleo com spin $I = 1/2$ tem $2n + 1$ orientações possíveis: $+1/2$ e $-1/2$.

Para um núcleo que possui o número quântico de spin igual a $1/2$, tal como o isótopo ^1H , dois níveis de energia, α e β , antes degenerados, serão separados por uma quantidade de energia ΔE (Fig. 3), tal que:

$$E = h\nu \quad (2)$$

Onde h = é a constante de Planck e ν a frequência de excitação (Hz).

A distribuição da população de spins nucleares entre esses dois níveis de energia é dada pela equação de Boltzmann:

$$\frac{N_\alpha}{N_\beta} = \exp \left(-\frac{E}{kT} \right) \quad (3)$$

onde N_α = população do nível de menor energia;
 N_β = população do nível de maior energia;
 k = constante de Boltzmann;
 T = temperatura (K).

Cada núcleo tem sua própria frequência de excitação, também chamada de frequência de Larmor, que é a frequência de precessão, a qual depende campo magnético B_0 . Geralmente, a frequência de precessão encontra-se na região de rádio-freqüências, rf, e está relacionada com o campo B_0 da seguinte forma:

$$\omega_0 = \gamma B_0 / 2 \quad (4)$$

ou

$$\omega_0 = \gamma B_0 \quad (5)$$

onde γ = razão magnetogírica

ω_0 = velocidade angular de precessão (rad/s).

O sinal da frequência de Larmor indica o sentido da precessão dos núcleos em torno de B_0 . Os núcleos com $\gamma > 0$ precessam no sentido horário e aqueles com $\gamma < 0$ no sentido anti-horário.

Assim, o fenômeno de RMN poder descrito classicamente, tal como um pião sob influência de um campo gravitacional, os momentos magnéticos precessionam aleatoriamente ao redor do campo B_0 com velocidade angular igual a ω_0 até que o sistema sofra algum tipo de perturbação externa.

O movimento de precessão dos momentos magnéticos pode ser simplificado considerando que o plano xy, referencial fixo, também gira ao redor do eixo z com a mesma velocidade angular de ω_0 . Desta forma, no referencial rotativo x'y' o cone de precessão é cancelado, restando apenas um vetor denominado magnetização resultante M_0 alinhado com o campo B_0 na direção do eixo z, conforme ilustrado na Figura 4a.

A condição de ressonância é atingida quando um campo magnético oscilante linearmente polarizado B_1 , de frequência igual a ω_0 e energia igual a E , é aplicado perpendicularmente a B_0 (Fig. 4b). Desta forma, promove-se a transição dos spins nucleares do nível de mais baixa energia para o nível superior (GIL e GERALDES, 1987).

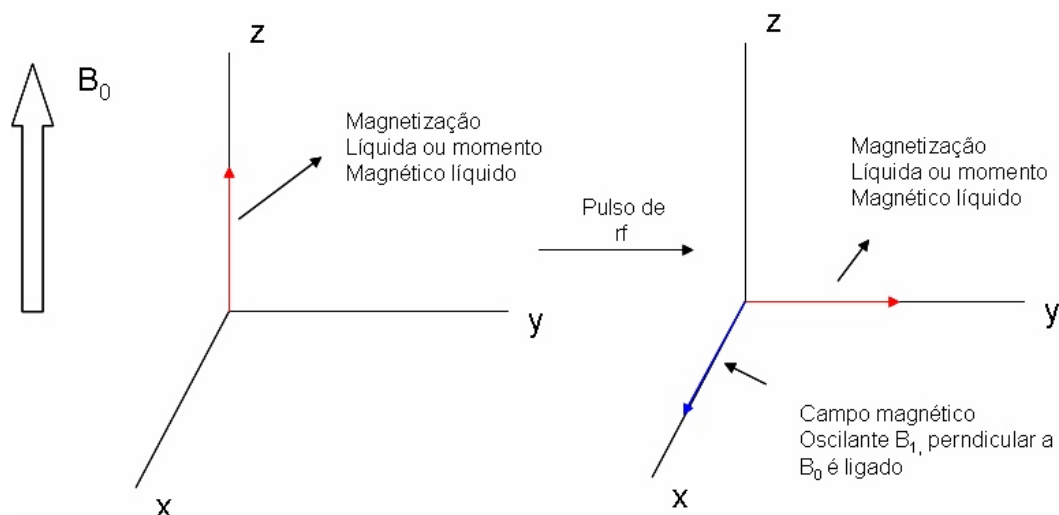


Fig. 4. a: Um núcleo com $I > 0$ é colocado num campo magnético estático e seus momentos magnéticos se alinham contra e a favor de B_0 , produzindo uma magnetização líquida, M_0 , paralela a B_0 . b: Um campo magnético oscilante linearmente polarizado B_1 e perpendicular a B_0 é ligado, levando M_0 ao plano perpendicular (xy) a B_0 .

Quando se aplica o campo magnético B_1 perpendicularmente a B_0 sob a forma de um pulso de rf de duração t_p , exerce-se um torque sobre M_0 deslocando-a θ graus em relação a B_0 , projetando sobre o plano xy uma componente transversal denominada M_{xy} (Fig. 5).

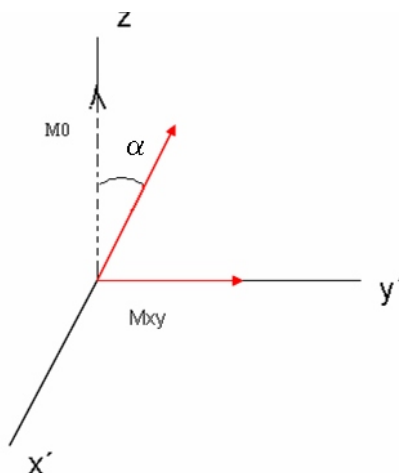


Fig. 5. Formação da componente transversal M_{xy} no referencial rotativo.

Com a escolha da duração do pulso, pode-se deslocar a magnetização M_0 de um ângulo qualquer tal que:

$$= B_1 t_p \quad (6)$$

onde α = ângulo formado pela magnetização com o eixo z
 T_p = tempo de duração do pulso de rf.

Uma vez suspenso o campo B_1 , o fenômeno de relaxação passa a atuar no sistema de forma a promover o retorno à condição inicial de equilíbrio caracterizada por $M_z = M_0$ e $M_{xy} = 0$. O processo de relaxação envolve dois mecanismos distintos, denominados relaxação transversal e relaxação longitudinal.

O mecanismo de relaxação responsável por tornar $M_z = M_0$ está intimamente relacionado com o restabelecimento da distribuição de população dos níveis de energia de spin nuclear, envolvendo transferência do excesso de energia potencial magnética do estado excitado para a vizinhança, ou rede, sob a forma de energia cinética molecular (GIL e GERALDES, 1987).

Esta transferência de energia não se trata de um fenômeno de emissão espontânea, e sim do resultado da existência de campos magnéticos flutuantes, que oscilando com frequências apropriadas em torno da frequência de Larmor, tornam a rede capaz de absorver esta energia. Este processo de transferência é conhecido como relaxação spin-rede ou relaxação longitudinal e é responsável pela recuperação exponencial da magnetização ao longo do eixo z, de acordo com a equação:

$$M_z = M_0 [1 - \exp(-t/T_1)] \quad (7)$$

onde T_1 = tempo de relaxação spin-rede.

O tempo de relaxação T_1 tem um efeito prático marcante. Se for longo, o tempo total de uma análise de RMN se estende muito, uma vez que cada sequência de pulsos deverá ser precedida por um tempo da ordem de $5T_1$, para que a magnetização recupere 99% de sua intensidade no equilíbrio térmico, evitando a saturação do sinal. O valor de T_1 depende principalmente da mobilidade da substância, do meio, da temperatura da amostra, entre outros fatores.

Ao contrário do que ocorre no processo de relaxação longitudinal, o retorno da magnetização à condição inicial de equilíbrio, $M_{xy} = 0$, independe da transferência de energia para o meio. Para que suas componentes no plano xy se anulem, basta que elas percam a

coerência de fase, inicialmente criada por B_1 , e comecem a precessionar ao redor de B_0 de forma aleatória. Esta perda de coerência é atribuída a interações diretas entre os momentos magnéticos individuais, sem que haja modificação da energia total do sistema, causando um processo de relaxação conhecido como spin-spin ou relaxação transversal (GIL e GERALDES, 1987).

Na presença de um campo magnético estático ideal (totalmente homogêneo), $B_0 = 0$, a relaxação transversal é responsável pelo decaimento exponencial da intensidade da magnetização M obedecendo a seguinte equação:

$$M_{xy} = M_0 \exp(-t/T_2) \quad (8)$$

onde T_2 = tempo de relaxação spin-spin.

De um modo geral, o T_2 é curto para substâncias rígidas, principalmente no estado sólido, e longo para moléculas com alta mobilidade.

O FID (Free Induction Decay)

Após o pulso de rf há magnetização precessionando no plano transversal (xy). A rotação dos momentos magnéticos gera um campo magnético o qual está associado a uma corrente elétrica. Assim essa corrente é detectada por uma bobina, a mesma que transmite B_1 . O sinal induzido por essa corrente é devido à magnetização transversal dos spins e é chamado de decaimento livre do sinal, FID, do inglês, *Free Induction Decay*. (Fig. 6). O sinal do FID é detectado no tempo e então o computador do equipamento calcula sua Transformada de Fourier (TF), passando a ser um sinal no domínio da frequência.

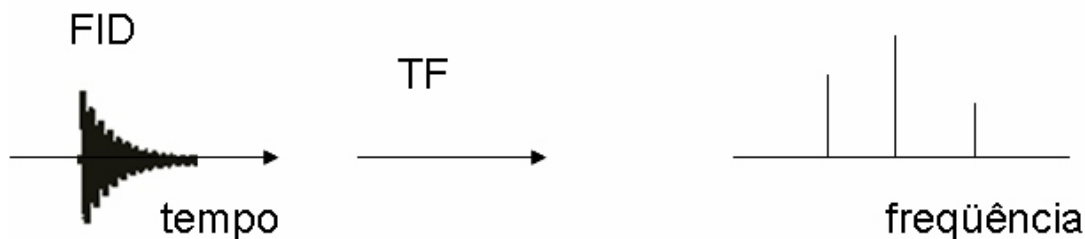


Fig. 6. O FID no domínio do tempo e a sua transformada de Fourier: sinal no domínio da frequência (espectro).

O sinal de RMN então deveria decair então segundo T_2 , uma vez que o que se detecta é a relaxação transversal. No entanto, como os ímãs não são perfeitamente homogêneos, o sinal decai um pouco mais rápido com um tempo conhecido como T_2 estrela, T_2^* , devido às não homogeneidades de campo.

O FID, $S(t)$, é dado por $\exp(i \omega_0 T_2^* t)$; mais formalmente, o sinal é a média do conjunto de fase da magnetização transversal que se origina de todos os spins na amostra e pode ser escrito como:

$$S(t) = \exp(i \omega_0 t) \int P(\omega) \exp(i(\omega - \omega_0)t) d\omega \quad (9)$$

Onde ω_0 indica a média do conjunto de fase e $P(\omega)$ é sua probabilidade de distribuição de frequência, ou seja, o espectro. O fator exponencial de fase na equação (9) faz do FID uma função complexa, e quando é utilizado o modo de detecção de quadratura, são observados ambos os componentes dos sinais: imaginário (fora de fase) e real (em fase) (HILLS, 1998).

A IRM (Imagem por Ressonância Magnética)

Ao se tratar de IRM é fundamental se falar sobre eco de spins, pois as sequências de pulsos conhecidas com esse nome dão informações claras sobre o mapeamento dos sinais de RMN (ARAÚJO, 2002). Na década de 1950 o cientista Hahn desenvolveu uma metodologia na qual

o vetor magnetização, após perda de coerência de fase no plano xy, pode ser refocalizado. A este sinal é dado o nome de eco. A sequência de pulsos consiste na aplicação de pulsos de 90° , repetidamente a intervalos mais longos do que T_2^* embora mais curtos que T_2 (GIL, 1987). Carr e Purcell (1954) posteriormente propuseram um método no qual há aplicação subsequente de pulsos de 180° , sem a aplicação de outros pulsos de 90° além do primeiro da sequência (Fig. 7). Nesta sequência sucessivos ecos são formados subsequentes ao pulso de 180° .

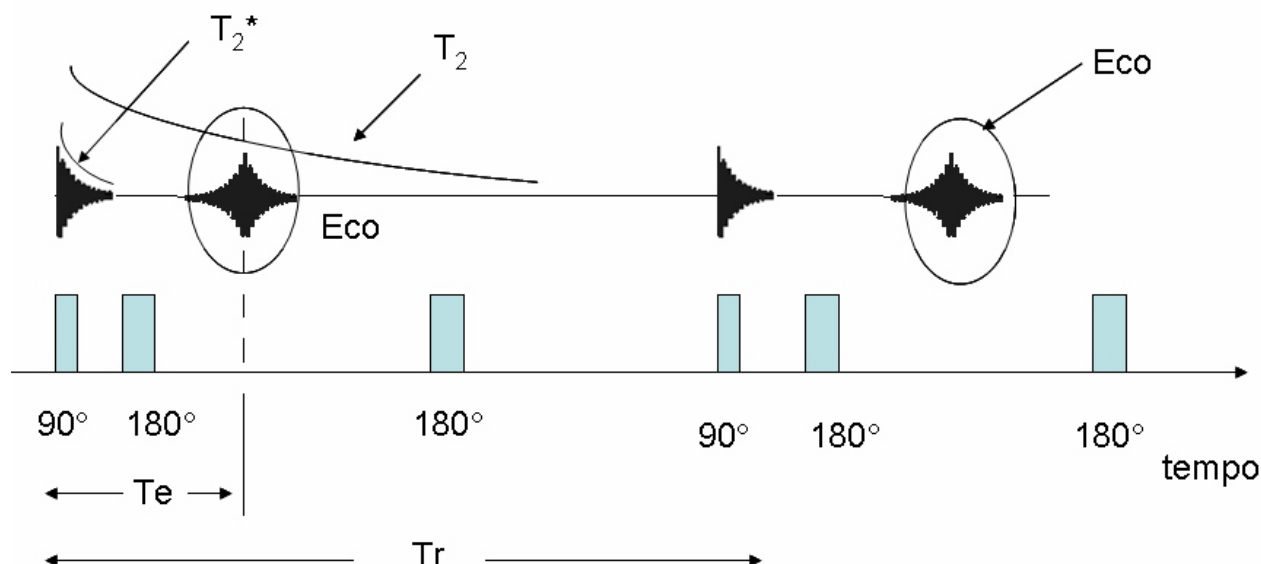


Fig. 7. Representação de uma sequência de pulsos Spin-eco pelo método de Carr-Purcell. Onde T_e é o tempo de eco, T_r é o tempo de repetição (adaptado de ARAÚJO (2002)).

A Imagem

Como já mencionado, para se obter IRM é necessário se codificar as frequências da amostra em análise espacialmente. Para isso são utilizados gradientes de campo magnético. Por exemplo, se considerarmos um béquer retangular de água o qual se colocado num campo magnético B_0 , deveria produzir um sinal fino de 1H . Suponhamos agora que um pequeno gradiente de campo é sobreposto a B_0 de modo que o campo é maior no lado esquerdo do que no direito. Como a frequência de ressonância dos hidrogênios é diretamente proporcional ao campo que eles experimentam, a água no lado esquerdo irá gerar um sinal de maior frequência do que do lado direito. Uma frequência intermediária da água será detectada no centro. O sinal resultante será, portanto, composto por uma sobreposição de uma faixa contínua de ressonâncias, o efeito resultante será um sinal de forma retangular (Fig. 8) (GADIAN, 1983).

Em 1974 Lauterbur desenvolveu um método de reconstrução de projeção de RMN por imagem. Ele percebeu que assim como em tomografia computadorizada por raios-X, as múltiplas vistas criadas por gradientes de campo poderiam ser reconstruídas para formar uma imagem do objeto na bobina de radiofrequência. Os primeiros experimentos foram realizados em equipamentos de onda contínua e também utilizando-se a técnica de pulsos. Para se realizar os experimentos então três bobinas de gradiente em posições x, y e z são combinadas para produzir um gradiente de campo em qualquer direção desejada. A sequência de pulsos, conhecida como spin-eco (SE) (Fig. 9) é muito utilizada na aquisição de imagens, nesta sequência um determinado plano é selecionado com um pulso de excitação seletivo, cuja duração, na presença de um gradiente de seleção, faz com que os spins comecem a se espalhar mesmo antes de alcançarem o plano transversal. Isso é corrigido com a aplicação, logo após o pulso de excitação, de um segundo gradiente, chamado gradiente de refocalização, invertido em relação ao primeiro, cuja área seja metade da área do gradiente de seleção.

Nessa condição, os spins estão em máxima coerência de fase. Aplica-se, então, os gradientes de codificação de fase e frequência que fazem com que a magnetização evolua. Em seguida, o pulso de inversão inverte as componentes da magnetização. Finalmente, sob

a presença do gradiente de leitura, é feita a aquisição do sinal. A sequência SE apresenta dois intervalos de tempo que caracterizam são eles os tempos entre a excitação e o centro do eco de spins, chamado de tempo ao eco (TE) e entre duas excitações consecutivas, chamado de tempo de repetição (TR). Estes tempos são importantes, principalmente, no que se refere ao contraste das imagens obtidas quando se utiliza essa sequência (PAIVA, 2004).

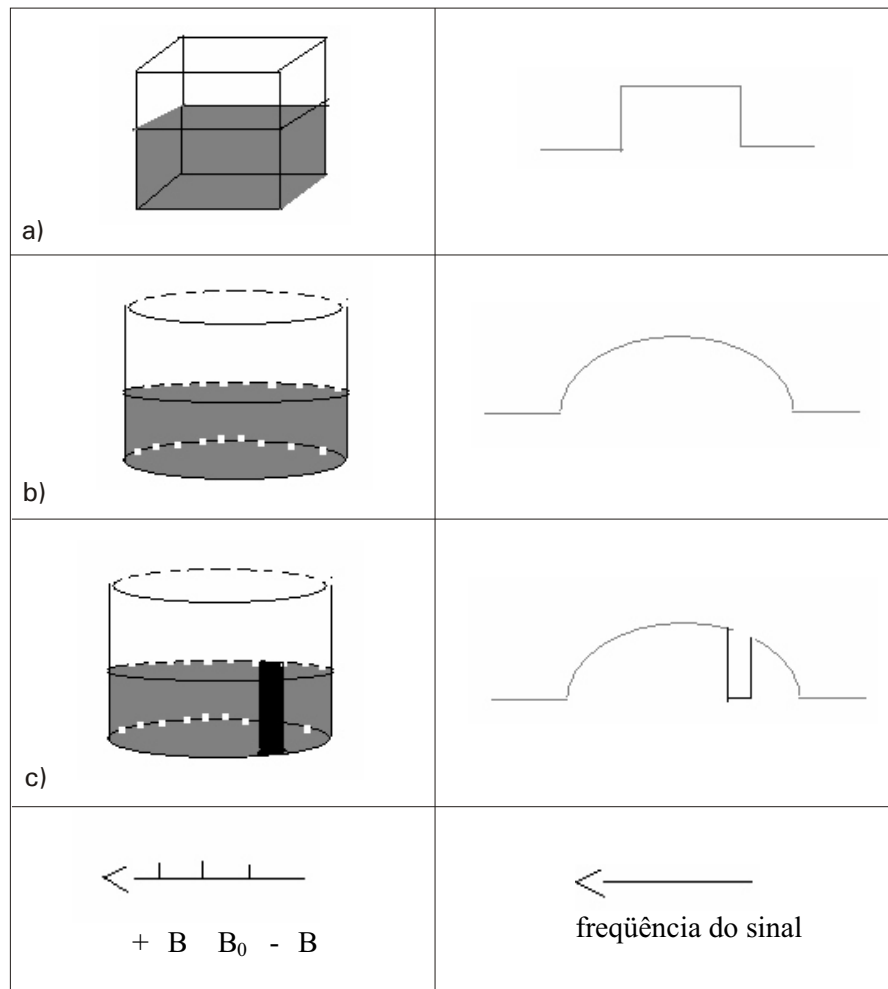


Fig. 8: Diagrama ilustrativo de imagem em uma dimensão. (a) Um béquer retangular contendo água e seu sinal de RMN de ^1H obtido pela aplicação de um pequeno gradiente ao longo do eixo x. (b) O mesmo que (b), exceto que o béquer tem uma seção transversal circular. (c) O mesmo que (b) exceto que uma tira plástica foi colocada. A aplicação de um gradiente de campo linear gera um espectro de RMN que é uma projeção em uma dimensão da densidade dos hidrogênios ao longo da direção do gradiente (adaptado de GADIAN (1983)).

Deve-se notar que a imagem obtida por RMN não tem o mesmo significado do que uma fotografia, mas sim ela representa um mapa das intensidades dos sinais de RMN. A imagem é obtida segundo as propriedades da RMN do material em cada posição. Cada voxel (elemento de volume) no objeto contém uma vasta gama de substâncias. Cada substância componente contribui para o sinal resultante, dependendo da natureza da sequência de pulsos e da variação dos parâmetros de tempo. As imagens obtidas por RMN são mapas bidimensionais das intensidades dos volumes discretos dentro da amostra. Os elementos dos mapas são chamados pixels, e a intensidade de cada pixel é influenciada pela densidade de spins, o tempo de relaxação spin-rede, T_1 , do tempo de relaxação spin-spin, T_2 , movimento molecular, efeitos de suscetibilidade e diferenças nos deslocamentos químicos. Os efeitos destes parâmetros na imagem podem ser suprimidos ou realçados, num experimento específico, pela seleção de parâmetros realizada pelo operador, tais como tempo de repetição t_R e o tempo de eco t_E .

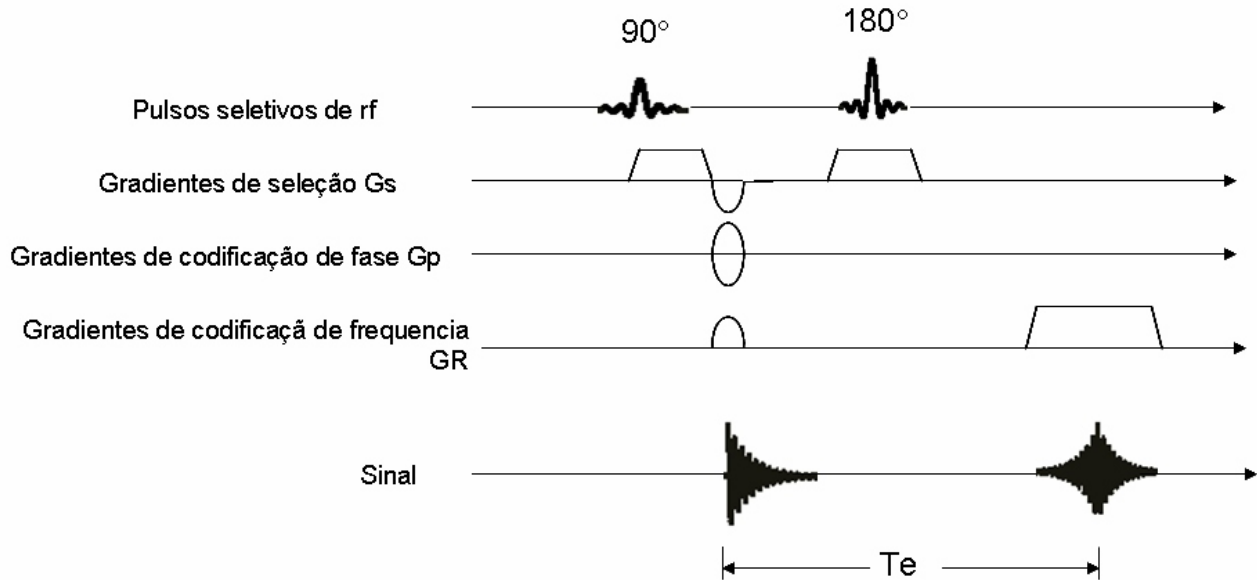


Fig. 9. Representação da sequência de pulsos spin-eco (adaptado de PAIVA (2004)). Onde TE: tempo de eco, RF: pulso de rádio frequência, Gs: gradiente de seleção, GP: gradiente de fase e GR, gradiente de codificação de frequência.

Contraste em IRM

As sequências de pulsos de imagem em geral usam combinações de pulsos de rádio frequência ou pulsos de gradiente reversos para refocalizar as fases dos spins em eco, que ocorre no chamado tempo de eco (T_e) após o pulso de excitação inicial (Fig. 9). A refocalização da magnetização é um aspecto essencial da IRM pois afeta o contraste na imagem, isto é, a distribuição espacial de intensidades da imagem. Então pode-se dizer que o módulo da imagem, $|P(r)|$ que é calculado a partir da transformada de Fourier do sinal de eco é a distribuição espacial da densidade de magnetização transversal que permanece no tempo de eco, após a excitação. No entanto, a relaxação transversal em cada região de uma amostra depende da sequência de pulsos utilizada e da distribuição espacial dos tempos de relaxação, $T_2(r)$ e $T_1(r)$. No caso de uma sequência de gradiente spin-eco, a imagem será dada por:

$$|P(r)| = M(r, t=0) \exp \left(-\frac{T_e}{T_2^*} \right) \left(1 - \exp \left(-\frac{TR}{T_1(r)} \right) \right) \quad (10)$$

Nesta equação, pode-se observar que a sequência de imagem de gradiente-eco é sensível às não homogeneidades intrínsecas (T_2^*). No entanto, quando se trabalha com pulsos de 180° para se gerar o sinal de eco, ou se um sinal de eco estimulado irá refocalizar a defasagem oriunda de todos os gradientes de campo experimentados pelos spins na amostra; o contraste da imagem não dependerá mais de $T_2^*(r)$, mas sim de T_2 . Então $P(r)$ passará a ter as seguintes dependências:

$$|P(r)| = M(r, t=0) \exp \left(-\frac{T_e}{T_2(r)} \right) \left(1 - 2 \exp \left(-\frac{TR - 0,5T_e}{T_1(r)} \right) + \exp \left(-\frac{TR}{T_1(r)} \right) \right) \quad (11)$$

Assim as equações 10 e 11 mostram que a imagem pode ser obtida com contraste em T_2 (ponderada em $T_2(r)$) pelo aumento do tempo de eco (T_e) e fazendo com que TR seja maior do que $5T_1$. Neste caso o tempo de eco deve ser da ordem de T_2 , fazendo com que regiões com T_2 mais longos apresentarão ecos mais intensos, do que aquelas com T_2 mais curtos. Assim as regiões com T_2 mais longos serão mais brilhantes pois apresentam ecos mais intensos. Por outro lado para se obter imagens ponderadas em $T_1(r)$ deve-se utilizar o tempo

de eco mais curto possível e diminuir o tempo de repetição (TR). Assim é possível se medir as diferenças de T_1 na amostra, pois regiões com T_1 longos não poderão retornar totalmente à magnetização, visto que TR é curto. Além disso eliminamos a influência de T_2 , uma vez que usamos um Te curto. Desta forma as regiões com T_1 curto serão mais brilhantes e apresentarão amplitudes de ecos superiores às regiões com T_1 longos. Além da ponderação em T_1 e T_2 , é muito comum se utilizar a ponderação em densidade de prótons (PD). Neste tipo de imagem quanto maior for a densidade de núcleos de hidrogênios local maior será o brilho da imagem. Para se obter tal tipo de imagem deve-se utilizar um TR longo o suficiente para permitir o retorno da magnetização à condição de equilíbrio. Assim minimizamos a influência de T_1 , e para eliminar a de T_2 , usamos um tempo de eco curto (menor do que T_2) (ARAÚJO, 2002; HILLS, 1998).

Uma observação importante é que muitas vezes a influência da densidade de prótons no sinal pode fazer com em alguns casos as diferenças por T_1 podem ser mascaradas, concorrendo com as imagens de PD (ARAÚJO, 2002). Este fenômeno pode ser observado na Figura 10. Na Figura 10a é apresentada a imagem obtida para uma pêra, com a técnica de spin eco ponderada em PD e Figura 10b ponderada em T_1 , pode-se ver que praticamente não há diferenças entre as duas imagens, indicando que não foi possível se obter contraste em T_1 . Já na Figura 10c, imagem ponderada em T_2 , o padrão de contraste é completamente diferente, onde vemos predominância de regiões de menos brilho, com poucas regiões mais brilhantes, sendo estas últimas atribuídas a T_2 mais longos. O tomógrafo utilizado para a aquisição dessas imagens foi um Varian®, modelo Inova com campo magnético de 2T, que opera na frequência de 85 MHz para núcleos de hidrogênio (Fig. 11). Para aquisição das imagens foi utilizada uma sequência spin-eco. O número de médias de aquisições foi igual a 4 ($nt = 4$) e a matriz coletada continha 128 pontos ($nv = 128$). Os dados foram processados e uma matriz de 256 x 256 pontos foi construída pelo software do equipamento. O FOV (field of view) utilizado foi de 10cm x 10cm. A amostra foi colocada inteira em uma bobina do tipo gaiola com diâmetro interno de 14 cm (Fig. 12). A imagem foi obtida na direção transversal em relação à direção de B_0 . O tempo de eco (Te) e tempo de repetição (TR) foram estabelecidos de acordo com o tipo de imagem requerida.

Imagens ponderadas em T_1 : Te = 20 ms e TR = 0,7 s.

Imagens ponderadas em T_2 : Te = 100 ms e TR = 2,0 s.

Imagens ponderadas por densidade de hidrogênios: Te = 20 ms e TR = 2,0 s.

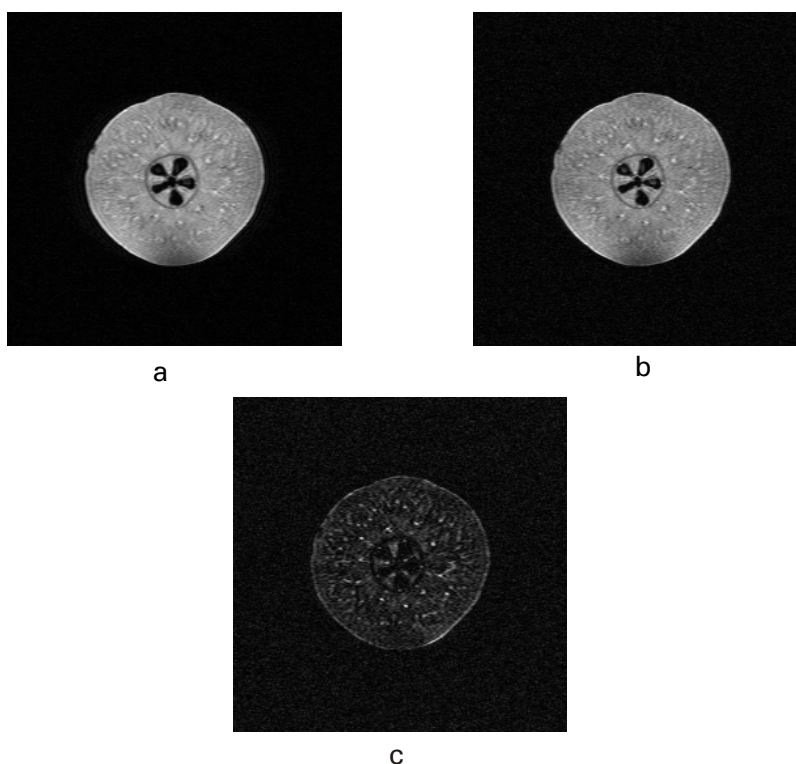


Fig. 10. Imagens transversais de peras ponderadas por PD (a); T_1 (b) e T_2 (c).

Foto: Manoela Campos



Fig. 11. Tomógrafo de Ressonância Magnética Nuclear da Embrapa Instrumentação Agropecuária, campo 2T, utilizado para obtenção das imagens apresentadas na Figura 10.

Foto: Manoela Campos

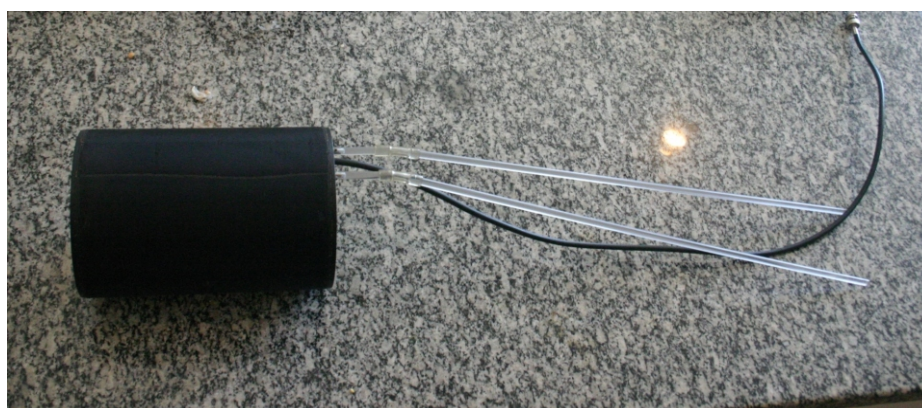


Fig. 12: Bobina do tipo gaiola com diâmetro interno de 14 cm utilizada para obtenção das imagens apresentadas na Fig. 10.

Referências

ARAÚJO, D. B. **Sobre Neuroimagens Funcionais por Magnetocefalografia e Ressonância Magnética:** Novos Métodos e Aplicações. 2002. 172 f. Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo, Ribeirão Preto, SP.

ANDAUR, J. E.; GUESALAGA, A. R.; AGOSIN, E. E.; GUARINI, M. W.; IRARRÁZAVAL, P. Magnetic Resonance Imaging for Nondestructive Analysis of Wine Grapes. **Journal of agricultural and food chemistry**, Easton, v. 52, p. 165-170, 2004.

BISCEGLI, C. I.; FRANCO, R. W. A.; TANNUS, A.; NASCIMENTO, A. S.; COLNAGO, L. A. **Uso da Espectroscopia e Tomografia de Ressonância Magnética para Monitorar o Amadurecimento e Fatores de Qualidade em Manga e Mamão**. São Carlos, SP: Embrapa Instrumentação Agropecuária, 2000. 6 p. (Embrapa Instrumentação Agropecuária. Comunicado técnico, 35).

GADIAN, D. G. **Nuclear Magnetic Resonance and its applications to living systems**. Oxford: Oxford University Press, 1983.

GALED, G.; FERNANDEZ-VALLE, M. E.; MARTINEZ, A.; HERAS, A. Application of MRI to monitor the process of ripening and decay in citurs treated with chitosan solutions. **Magnetic Resonance Imaging**, [S. l.], v. 22, p. 127-137, 2004.

GIL, V. M. S.; GERALDES, C. F. G. C. **Ressonância Magnética Nuclear: fundamentos, métodos e aplicações**. Lisboa: Fundação Calouste Gulbenkian, 1987.

HILLS, B. **Magnetic Resonance Imaging In Food Science**. New York: John Willey & Sons, 1998.

LEVITT, M. H. **Spin Dynamics: basics of nuclear magnetic resonance**. 2nd ed. London: John Willey & Sons, 2008.

PAIVA, F. F. **Metodologias de Imagem de NMR que utiliza um único pulso adiabático de inversão**. 2004. 120 f. Dissertação (Mestrado) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Carlos, São Carlos, SP.



Embrapa Instrumentação Agropecuária

**Ministério da
Agricultura, Pecuária
e Abastecimento**

